

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ОКОЛОЯДЕРНОЙ ОБЛАСТИ В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

Ю.Н.ГНЕДИН, М.Ю.ПИОТРОВИЧ, Н.А.СИЛАНТЬЕВ,
Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ, С.Д.БУЛИГА

Поступила 7 июля 2015

Величина степени поляризации излучения широких эмиссионных линий позволяет однозначно определить безразмерный радиус области широких эмиссионных линий, т.е. величину отношения между данным радиусом и гравитационным радиусом. Сопоставление результатов данного метода с другими методами определения радиуса области широких эмиссионных линий позволит получить сильные ограничения на физический механизм образования области эмиссионных линий в ближайшей окрестности сверхмассивной черной дыры. Развиваемый здесь метод позволяет, в перспективе, получить сильные ограничения на массу сверхмассивной черной дыры в активных галактических ядрах.

Ключевые слова: поляризация; активные ядра галактик; аккреция

1. *Введение.* В настоящее время надежно установлено, что активность окооядерной области во многих галактиках обусловлена присутствием сверхмассивных черных дыр в центральных областях таких галактик. Общепринято, что движение газа и отдельных звезд вблизи центрального объекта галактики происходит в результате гравитационного воздействия сверхмассивной черной дыры (СМЧД). Контролируемое гравитацией движение газа вблизи центральной черной дыры позволяет использовать вириальную теорему для оценки величины ее массы. В этом случае существует вириальное соотношение между скоростью движения газа и радиусом характерной области типа $V^2 \sim R^{-1}$. Величина скорости газа V определяется в результате измерения ширины широких эмиссионных линий аккреционного газа FWHM. Область излучения такого газа получила название области широких эмиссионных линий (Broad Line Region - BLR). Для определения масс центральных сверхмассивных черных дыр главной проблемой является определение радиуса области широких эмиссионных линий R_{BLR} .

Разнообразие физических явлений в центральной области вокруг СМЧД проявляется на характерной шкале расстояний от $R \sim 1 \div 2 R_g$, где $R_g = GM_{BH}/c^2$ - гравитационный радиус, до $R \sim 100$ пк ([1]). Наиболее популярным методом определения радиуса области широких эмиссионных

линий является измерение корреляции между изменениями интенсивностей эмиссионных линий и непрерывного спектра излучения ("Reverberation method") [2].

Детальная картина физических условий в ближайшем окружении центральной СМЧД требует для своего описания реального понимания механизма превращения гравитационной энергии аккрецирующего вещества в энергию излучения области, окружающей СМЧД, включая область образования широких эмиссионных линий. В настоящее время невозможно получить прямое изображение околоядерной области с помощью интерферометрических наблюдений. В этом случае большое значение приобретают косвенные методы, основанные на определении параметров характерных околоядерных областей излучения.

Мы демонстрируем, как на основе наблюдений поляризации излучения широких эмиссионных линий можно получить детальную информацию о параметрах области излучения таких линий. В частности, мы показываем, что данные о степени поляризации и ширине эмиссионных линий позволяют однозначно определить отношения радиуса области широких эмиссионных линий к гравитационному радиусу, т.е. отношения $R_{\text{плз}}/R_g$.

Результаты поляриметрических наблюдений активных ядер галактик представлены в работах [3-5]. Наблюдения 36 активных галактических ядер были выполнены на Англо-Австралийском телескопе и телескопе Вильям Гершель [3] в H α линии и в широкой области вокруг линии. В работе [4] были выполнены спектрополяриметрические наблюдения квазаров из каталога Паломара-Грина (PG) и получили детальную зависимость степени поляризации в непрерывном спектре от длины волны. Наблюдения выполнялись на БТА-6м САО РАН с помощью фокального редуктора светосилы SCORPIO в режиме спектрополяриметрии. В работе [5] представлен обзор всех имеющихся в литературе данных наблюдений степени поляризации непрерывного спектра ряда активных ядер галактик.

Эти результаты могут быть непосредственно сравнимы с теоретическим определением степени поляризации, возникающей в результате процесса рассеяния в плоскопараллельной оптически толстой атмосфере. Такое определение выполняется на основе теории переноса поляризованного излучения в оптически толстой рассеивающей атмосфере, развитой в работах [6-8]. Вычисленная степень поляризации зависит от косинуса угла μ между направлением рассеянного излучения и нормалью к поверхности плоской атмосферы, т.е., по существу, от угла наклона ("inclination angle"), который мы будем обозначать как i .

Такой подход возможен, если рассматривать область широких эмиссионных линий как плоский диск. Дiskoобразная форма области широких эмиссионных линий предложена и рассмотрена детально в ряде

работ. Подробный обзор данной ситуации представлен в работе [9].

В работе [10] было предположено, что водородные линии образуются именно в дискообразной области по сравнению с линиями высокоионизованных элементов. Они представили следующие аргументы в пользу дискообразной формы области образования широких эмиссионных линий: 1) сильная корреляция полной ширины линии H β с ориентацией данной области, которая следует из наблюдений [11]; 2) исследование слабоионизованных эмиссионных линий [12] показало, что не существует значительного количества материала выше плоского диска, содержащего такие линии; 3) отсутствует сильное поглощение эмиссионных линий [13]. В работе [10] оценили также толщину дискообразной области широких эмиссионных линий на уровне $H/R = 0.07 \pm 0.5$. Таким образом, область широких эмиссионных линий может быть представлена как геометрически толстый диск.

В работе [14] исследовали проблему образования искривленных ("warped") аккреционных дисков и показали возможность существования области широких эмиссионных линий как плоского диска с другим углом наклона по сравнению со стандартным аккреционным диском, образующимся в непосредственной близости от сверхмассивной черной дыры.

В дальнейшем мы предполагаем, что область широких эмиссионных линий представляет собой оптически толстую среду. Такая точка зрения отражена в ряде работ [15-17]. Ситуация, в которой, по крайней мере, часть облаков являются оптически толстыми, детально рассмотрена в работах [18,19]. В работе [20] во многих численных расчетах широко использовался механизм именно многократного рассеяния для интерпретации поляриметрических наблюдений.

Результаты расчетов степени поляризации излучения для случаев без поглощения и при наличии поглощения представлены в табл.1. Нами также выполнен детальный расчет степени поляризации $P(\mu)$ излучения оптически толстой плоскопараллельной атмосферы в рамках классической теории Соболева-Чандрасекара [6-8] с шагом значений $\mu = \cos i$, равным 0.005.

Степень поглощения определяется параметром $q = \frac{\sigma_a}{\sigma_s + \sigma_a}$, где σ_a - сечение истинного поглощения, σ_s - сечение рассеяния. Для традиционных моделей аккреционного диска σ_s представляет собой сечение рассеяния излучения на электронах, которое в нерелятивистском случае представляет собой классическое томсоновское сечение, не зависящее от энергии фотона: $\sigma_s = \sigma_{Th} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$. Что касается сечения поглощения σ_a , то оно, в принципе, может зависеть от длины волны излучения.

Для модели дискообразной области широких эмиссионных линий синус угла наклона определяется следующим образом [21]

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ $P(\mu)$ В % В ЗАВИСИМОСТИ ОТ
ПАРАМЕТРОВ μ И СТЕПЕНИ ПОГЛОЩЕНИЯ q

μq	0.0	0.01	0.05	0.1	0.2	0.3
0.000	11.713	12.592	16.074	20.349	28.636	36.642
0.025	10.041	10.937	14.488	18.852	27.324	35.516
0.050	8.986	9.889	13.473	17.879	26.440	34.723
0.075	8.150	9.057	12.656	17.085	25.691	34.019
0.100	7.449	8.357	11.961	16.395	25.015	33.354
0.125	6.844	7.751	11.349	15.776	24.382	32.704
0.150	6.312	7.215	10.799	15.209	23.776	32.056
0.175	5.838	6.735	10.297	14.679	23.187	31.403
0.200	5.410	6.301	9.834	14.178	22.607	30.737
0.225	5.022	5.904	9.401	13.699	22.031	30.056
0.250	4.667	5.539	8.994	13.237	21.455	29.356
0.275	4.342	5.201	8.608	12.789	20.876	28.636
0.300	4.041	4.887	8.240	12.352	20.291	27.895
0.325	3.762	4.594	7.887	11.922	19.700	27.132
0.350	3.502	4.318	7.547	11.498	19.100	26.346
0.375	3.260	4.059	7.217	11.078	18.491	25.538
0.400	3.033	3.813	6.897	10.660	17.872	24.707
0.425	2.820	3.581	6.584	10.244	17.242	23.854
0.450	2.620	3.359	6.278	9.829	16.602	22.979
0.475	2.431	3.148	5.977	9.414	15.950	22.083
0.500	2.252	2.947	5.681	8.997	15.287	21.166
0.525	2.083	2.753	5.389	8.580	14.612	20.230
0.550	1.923	2.568	5.100	8.160	13.926	19.275
0.575	1.771	2.389	4.813	7.737	13.230	18.302
0.600	1.627	2.217	4.529	7.312	12.522	17.312
0.625	1.489	2.050	4.246	6.883	11.803	16.306
0.650	1.358	1.889	3.965	6.452	11.074	15.285
0.675	1.233	1.732	3.684	6.016	10.335	14.250
0.700	1.113	1.580	3.404	5.577	9.586	13.202
0.725	0.998	1.433	3.124	5.135	8.828	12.143
0.750	0.888	1.289	2.844	4.688	8.061	11.072
0.775	0.783	1.148	2.563	4.237	7.285	9.992
0.800	0.682	1.011	2.282	3.782	6.502	8.903
0.825	0.585	0.876	2.001	3.323	5.710	7.807
0.850	0.492	0.744	1.719	2.861	4.912	6.704
0.875	0.402	0.615	1.435	2.394	4.107	5.595
0.900	0.316	0.488	1.151	1.923	3.296	4.482
0.925	0.233	0.363	0.865	1.448	2.479	3.365
0.950	0.152	0.240	0.578	0.969	1.658	2.245
0.975	0.075	0.119	0.290	0.486	0.831	1.123
1.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

$$\sin i = \frac{1}{2} \left(\frac{R_{\text{BLP}}}{R_c} \right)^{1/2} \left(\frac{FWHM}{\epsilon} \right), \quad (1)$$

где R_{BLR} - радиус области широких эмиссионных линий, R_g - гравитационный радиус, FWHM - полная ширина на половине высоты конкретной линии, которая может быть непосредственно измерена, c - скорость света. Величина $\sin i$ может быть определена из данных о значении степени поляризации излучения P_l , которая, в свою очередь, зависит прямым образом от $\mu = \cos i$.

Результаты расчетов Соболева-Чандрасекара можно аппроксимировать (с ошибкой ~3%) аналитической формулой [22]:

$$P_l(\mu) = 11.7\% \frac{1 - 2.2399\mu + 2.9377\mu^2 - 1.6978\mu^3}{1 + 2.200\mu + 0.062\mu^2 - 1.1988\mu^3} \quad (2)$$

2. *Методика определения характерных размеров области излучения широких эмиссионных линий на основе данных поляризметрических наблюдений.* Уравнение (1) позволяет определить характерный размер области излучения широких эмиссионных линий в единицах гравитационного радиуса, если известны величины $\sin i$ (или углы наклона i) и полной ширины эмиссионных линий FWHM, которая определяется прямыми наблюдениями. Величина $\sin i$ может быть определена, если известна величина степени поляризации $P_l(\mu)$.

В табл.2 представлены результаты расчета степени поляризации $P_l(\mu)$ для величины полной ширины эмиссионных линий FWHM = 2000 км/с и значений отношения R_{BLR}/R_g , лежащих в интервале $10^3 \div 10^5$.

В табл.3 представлены аналогичные результаты для значения полной ширины линии, равной FWHM = 4000 км/с, а в табл.4 полной ширины FWHM = 6000 км/с.

Представленные в табл.2-4 значения степени поляризации излучения эмиссионных линий могут использоваться для определения радиуса области

Таблица 2

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 2000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	9	0.03
3×10^3	11	0.06
6×10^3	15	0.1
9×10^3	18.5	0.15
10^4	20	0.168
2×10^4	28	0.375
4×10^4	42	0.8885
6×10^4	55	1.73
8×10^4	70.5	3.68

Таблица 3

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 4000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град.]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	12	0.065
3×10^3	21.5	0.21
6×10^3	31	0.47
9×10^3	39	0.78
10^4	42	0.91
2×10^4	70.5	3.68

Таблица 4

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ
 $P_l(\mu = \cos i)$ И УГОЛ НАКЛОНА i ДЛЯ РАДИУСА ОБЛАСТИ
 ШИРОКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ FWHM = 6000 км/с

R_{BLR}/R_g	i [град.]	$P_l(\mu)$ [%]
10^3	18.5	0.17
2×10^3	26.5	0.33
3×10^3	33.2	0.54
4×10^3	39	0.7832
5×10^3	45	1.07
6×10^3	50.8	1.44
7×10^3	56.8	1.93
8×10^3	63.5	2.63
9×10^3	71.5	3.85
10^4	90	11.7

широких эмиссионных линий. Напомним, что прямые методы определения величины радиуса данной области с помощью наблюдений высокого углового разрешения пока не работают. Оценка величины радиуса R_{BLR} на основе зависимости последнего от светимости в непрерывном спектре, т.е. на основе соотношения $R_{BLR} \sim L^{0.5}$ [23-25], не обладает необходимой точностью. Значительно лучший результат дает метод определения радиуса R_{BLR} по величине временной задержки между излучениями в линии и непрерывном спектре. Сама величина гравитационного радиуса R_g , т.е., по существу, масса СМЧД, может быть определена независимо на основе прямой корреляции между массой черной дыры M_{BH} и дисперсией скоростей звезд в балдже самой галактики ($M_{BH} - \sigma_b$ соотношение) [26,27], хотя

точность такого метода еще довольно низкая.

Вместе с тем, следует подчеркнуть, что в том случае, когда радиус области широких эмиссионных линий установлен надежно, соотношение (1) позволяет определить величину гравитационного радиуса, т.е. массу СМЧД. Напомним, что само значение $\sin i$ легко определяется из данных о величине степени поляризации излучения эмиссионной линии. Таким образом, в принципе, возможно определение массы сверхмассивной черной дыры на основе измеренной степени собственной поляризации широких эмиссионных линий в активных ядрах галактик.

3. *Определение M_{BH} для ряда конкретных объектов: сравнение с результатами других авторов.* Для подтверждения эффективности предлагаемого метода приведем несколько примеров.

Уравнение (1) позволяет выполнить независимую оценку массы СМЧД в АЯГ, определяя гравитационный радиус R_g .

Для Mrk 335 измеренная степень поляризации $H\alpha$ линии составляет $P_l(H\alpha) = 0.52 \pm 0.02$ [3], что, согласно табл.1, соответствует значению $\mu = 0.843$ и $\sin i = 0.539$. Соответствующая величина угла наклона равна $i = 32^\circ.5$. Величина R_{BLR} была определена в работе [2] $R_{BLR} = (4.07 \pm 0.34) \times 10^{16}$ см. Таким образом, из соотношения (1) получается следующая оценка гравита-

Таблица 5

ОТНОШЕНИЕ РАДИУСА ОБЛАСТИ ШИРОКИХ
ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ К ГРАВИТАЦИОННОМУ РАДИУСУ
ДЛЯ АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК С ИЗМЕРЕННОЙ
ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ $H\alpha$ ЛИНИИ [3]

Объект	$P_l(H\alpha)$	$\log(R_{BLR}/R_g)$
Akn 120	0.40 ± 0.02	$3.39^{+0.09}_{-0.02}$
Akn 564	0.34 ± 0.05	$4.63^{+0.05}_{-0.06}$
1 Zw 1	0.31 ± 0.02	$4.69^{+0.3}_{-0.1}$
Mrk 6	0.86 ± 0.03	$3.88^{+0.02}_{-0.14}$
Mrk 279	0.20 ± 0.06	$3.22^{+0.13}_{-0.16}$
Mrk 290	0.40 ± 0.05	$3.98^{+0.06}_{-0.04}$
Mrk 304	0.72 ± 0.07	3.82 ± 0.03
NGC 6814	1.71 ± 0.07	4.35 ± 0.01
NGC 7469	0.11 ± 0.02	$3.36^{+0.1}_{-0.09}$
NGC 7603	0.25 ± 0.04	$3.11^{+0.07}_{-0.08}$
PG 1211+143	0.11 ± 0.06	$3.87^{+0.2}_{-0.20}$
NGC 5548	0.20 ± 0.02	$3.15^{+0.09}_{-0.03}$
NGC 4051	0.47 ± 0.09	$4.58^{+0.12}_{-0.11}$
NGC 3783	0.22 ± 0.03	$3.55^{+0.07}_{-0.08}$

ционного радиуса и, следовательно, массы СМЧД $M_{\text{НН}} = (1.25 \pm 0.14) \times 10^7 M_{\odot}$. Полученная величина в пределах ошибок не противоречит имеющимся литературным данным [28, 29].

Для NGC 4051, для которого степень поляризации излучения H α линии $P_l(\text{H}\alpha) = 0.47 \pm 0.09$, поляриметрическая оценка дает величину $M_{\text{НН}} = (1.64^{+0.66}_{-0.33}) \times 10^6 M_{\odot}$. Эта величина хорошо соответствует оценке из работы [30].

Для NGC 7469 такие же расчеты дают поляриметрическую оценку $M_{\text{НН}} = (3.47^{+1.83}_{-1.39}) \times 10^7 M_{\odot}$. Это значение несколько расходится с оценкой, полученной в работе [30] на основе выбора значения вириального коэффициента $f = 1.0$.

Результаты расчетов по определению безразмерного радиуса области широких эмиссионных линий, т.е. $R_{\text{BLK}}/R_{\text{g}}$, для активных ядер галактик с измеренной степенью поляризации излучения в линии H α [3], представлены в табл. 5. Расчеты выполнены на основе модели оптически толстого диска с использованием формулы (1). Ключевым моментом в данном расчете является величина полной ширины эмиссионной линии на половине высоты. Результаты измерений ширины линий H α и H β для объектов из табл. 5 представлены в ряде работ [30–32]. При этом следует иметь в виду, что ширины линий H α и H β практически совпадают друг с другом. Действительно, согласно работе [33], имеет место следующее соотношение

$$\text{FWHM}(\text{H}\beta) = (1.07 \pm 0.07) \times 10^3 \times \left(\frac{\text{FWHM}(\text{H}\alpha)}{10^3 \text{ км/с}} \right)^{1.01 \pm 0.01} \quad (3)$$

4. Заключение В данной работе продемонстрировано как на основе наблюдений собственной поляризации широких эмиссионных линий излучения в активных ядрах галактик можно получить оценку радиуса области образования таких линий. Показано, что данные о степени поляризации и ширине линии на половине высоты однозначно определяют безразмерную величину, являющуюся отношением радиуса области к гравитационному радиусу, т.е. $R_{\text{BLK}}/R_{\text{g}}$. Это позволяет независимо измерить величину самого радиуса области широких эмиссионных линий, если масса СМЧД в центре галактики определена по дисперсии скоростей звезд в балдже и самой галактике. Таким образом возрастает роль метода определения масс СМЧД по дисперсии скоростей звезд и одновременно возрастает роль поляриметрических наблюдений области широких эмиссионных линий. В результате можно получить дополнительную информацию о физической природе области излучения широких эмиссионных линий, до сих пор детально обсуждаемую в современной

литературе.

Соотношение (1) с использованием значения $\sin i$, определенного из измеренной степени поляризации $P_l(\mu = \cos i)$, позволяет определить массу СМЧД, если, в свою очередь, надежно измерен радиус области широких эмиссионных линий. Таким образом, поляриметрия излучения активных ядер галактик может стать новым, независимым методом определения масс СМЧД. Мы планируем детально рассмотреть данную возможность в отдельной работе.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Президиума РАН №41 и программы ОФН РАН №17.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: gnedin@gao.spb.ru

POLARIZATION OF RADIATION AND THE BASIC PARAMETERS OF CIRCUMNUCLEAR REGION OF ACTIVE GALACTIC NUCLEI

Yu.N.GNEDIN, M.Yu.PIOTROVICH, N.A.SILANTEV,
I.M.NATSVLISHVILI, S.D.BULIGA

We show that observations of the intrinsic polarization of broad lines emission on the active galactic nuclei allows to estimate really the radius of the broad line region (BLR). The degree of linear polarization of the broad lines emission determines directly dimensionless radius of the broad line region, namely, the ratio between BLR radius and gravitational radius. Comparison of this method with other methods of determining the BLR radius allows to get the strong constraints for the physical mechanism of the generation of broad lines emission in the nearest region of a supermassive black hole. This method gives the opportunity to obtain the strong constraints on the mass of a supermassive black hole in active galactic nuclei.

Key words: *polarization; active galactic nuclei; accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *A.P.Lobanov, J.A.Zensus*, arXiv:astro-ph/0606143, 2006.
2. *J.E.Greene et al.*, *Astrophys. J.*, **723**, 409, 2010.
3. *J.E.Smith et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **335**, 773, 2002.
4. *В.Л.Афанасьев и др.*, *Письма в Астрон. ж.*, **37**, 333, 2011.
5. *F.Marin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **441**, 551, 2014.
6. *В.В.Соболев*, *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, М., Гостехиздат, 1956.
7. *В.В.Соболев*, *Рассеяние света в атмосферах планет*, М., Наука, 1972.
8. *S.Chandrasekhar*, *Radiative transfer*, Clarendon Press, Oxford, 1950.
9. *R.Decarli, M.Labita, A.Treves, R.Falomo*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **387**, 1237, 2008.
10. *W.Kollatschny, M.Zetzl*, *Astron. Astrophys.*, **558**, A26, 2013.
11. *B.J.Wills, I.W.A.Browne*, *Astrophys. J.*, **302**, 56, 1986.
12. *K.Home, W.F.Welsh, B.M.Peterson*, *Astrophys. J. Lett.*, **367**, L5, 1991.
13. *C.M.Gaskell*, *New Astron. Rev.*, **53**, 140, 2009.
14. *S.Tremaine, S.W.Davis*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **441**, 1408, 2014.
15. *H.W.Lee, R.D.Blandford*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **288**, 19, 1997.
16. *B.J.Wills, H.Netzer, D.Wills*, *Astrophys. J.*, **288**, 91, 1985.
17. *M.Shadmehri*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **451**, 3671, 2015.
18. *S.A.Grandi*, *Astrophys. J.*, **255**, 25, 1982.
19. *J.Kovacevic, L.C.Popovic, W.Kollatschny*, *Advances in Space Research*, **54**, 1347, 2014.
20. *F.Marin et al.*, *Astron. Astrophys.*, **548**, A121, 2012.
21. *B.Agis-Gonzalez et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **443**, 2862, 2014.
22. *Н.А.Силантьев, М.Ю.Пиотрович, Ю.Н.Гнедин, Т.М.Нацвлишвили*, *Астрон. ж.*, **87**, 1059, 2010.
23. *S.Kaspi et al.*, *Astrophys. J.*, **629**, 61, 2005.
24. *M.C.Bentz et al.*, *Astrophys. J.*, **644**, 133, 2006.
25. *M.C.Bentz et al.*, *Astrophys. J.*, **767**, 149, 2013.
26. *K.Gebhardt et al.*, *Astrophys. J.*, **543**, L5, 2000.
27. *L.Ferrarese et al.*, *Astrophys. J.*, **555**, L79, 2001.
28. *B.M.Petereson et al.*, *Astrophys. J.*, **613**, 682, 2004.
29. *C.S.Reynolds*, *Space Science Reviews*, **183**, 277, 2014.
30. *H.Feng, Y.Shen, H.Li*, *Astrophys. J.*, **794**, 77, 2014.
31. *W.Kollatschny, M.Zetzl, M.Dietrich*, *Astron. Astrophys.*, **454**, 459, 2006.
32. *L.C.Ho, J.Darling, J.E.Greene*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **177**, 103, 2008.
33. *J.E.Greene, L.C.Ho*, *Astrophys. J.*, **630**, 122, 2005.